

## Влияние тензорного взаимодействия на структуру изотопов кремния

С. В. Сидоров,<sup>1,2\*</sup> Т. Ю. Третьякова<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова,  
физический факультет, кафедра общей ядерной физики  
Россия, 119991, Москва, Ленинские горы, д. 1, стр. 2

<sup>2</sup>Научно-исследовательский институт ядерной физики им. Д. В. Скобельцына (НИИЯФ МГУ)  
Россия, 119991, Москва, Ленинские горы, д. 1, стр. 2  
(Поступила в редакцию 04.07.2023; подписана в печать 01.08.2023)

В работе исследовалось влияние тензорного взаимодействия нуклонов на характеристики нейтроноизбыточных изотопов кремния. Учет тензорных сил проводился в рамках подхода Хартри–Фока со взаимодействием Сфирма. Показано, что добавление тензорной компоненты взаимодействия улучшает описание расщепления между различными одночастичными состояниями и приводит к уменьшению парных нуклон-нуклонных корреляций в ядрах кремния.

PACS: 21.60.Cs, 13.75.Cs.

УДК: 539.142.

Ключевые слова: оболочечная модель атомного ядра, тензорное взаимодействие, изотопы кремния.

### ВВЕДЕНИЕ

Развитие экспериментальных методов с использованием радиоактивных пучков позволили существенно расширить карту изотопов в области нейтронного или протонного избытка. При продвижении в область экзотических ядер были обнаружены такие новые, зачастую неожиданные явления, как например исчезновение «классических» магических чисел  $N = 20$  и  $28$  и появление новых  $N = 14, 16, 32$  или  $34$ . Столь значительные изменения структуры ядра дают возможность дальнейшего улучшения и отбора теоретических моделей, а также изучения эволюции структуры ядра на примере достаточно полных цепочек изотопов или изотонов. Проблемы, возникшие при описании изменений расщеплений между некоторыми одночастичными состояниями в рамках обычной теории среднего поля с использованием эффективных нуклон-нуклонных сил, заставили уделить более пристальное внимание тонким особенностям взаимодействия. Так, в последние десятилетия активно изучается роль тензорного  $NN$ -взаимодействия в формировании некоторых особенностей структуры экзотических ядер и показано, что оно отвечает за некоторые особенности изменения ядерной структуры [1].

Наиболее общая форма нуклон-нуклонных сил предполагает вклад тензорной компоненты, и в моделях одномезонного обмена она присутствует на базовом уровне. Важнейшим экспериментальным свидетельством наличия нецентральных сил является отличный от нуля квадрупольный момент дейтрона. Тензорное взаимодействие приводит к дополнительной дальнедействующей пространственной корреляции волновых функций двух нуклонов в триплетном состоянии и фактически обуславливает существование дейтрона [2]: наиболее энергетически выгодным является состо-

яние, в котором вектор, соединяющий нейтрон с протоном, сонаправлен с их спинами. Простой учет изоспиновой зависимости ядерных сил действительно показывает, что в случае изовекторного состояния притяжение, возникающее за счет тензорных сил, должно быть в три раза меньше, чем в состоянии с нулевым значением изоспина [3].

Несмотря на важную роль тензорной компоненты в структуре дейтрона, при модельном описании многочастичных систем эффективными взаимодействиями, такими, как силы Сфирма или Гоньи, вклад тензорного взаимодействия долгое время явно не рассматривался. С одной стороны, введение дополнительных параметров усложняет вычислительную процедуру, с другой стороны, подгонка параметров взаимодействия под экспериментальные данные большого числа ядер позволяет эффективным образом учесть влияние тех или иных особенностей взаимодействия. Однако по мере накопления новых данных в экспериментах на радиоактивных пучках вопрос о влиянии тензорного вклада в  $NN$ -взаимодействии на расчеты структуры ядер в многочастичных моделях вновь стал актуальным.

Была исследована роль тензорных сил в формировании новых магических чисел и его влияние на изменение формы ядра. В работах [3, 4] показано, что тензорное взаимодействие между протоном и нейтроном в ядре приводит к притяжению в случае, когда спины нуклонов сонаправлены, и к отталкиванию в противоположном случае. Данное свойство влияет на спин-орбитальное расщепление и меняет энергии одночастичных состояний. Значительное число работ посвящено данной проблематике [5–9]. В частности, в работе [6] на основе данных по одночастичной структуре дважды магических ядер  $^{48}\text{Ca}$ ,  $^{56}\text{Ni}$  и  $^{208}\text{Pb}$  впервые были предложены ограничения на величину изоскалярной и изовекторной компонент тензорных сил. Изменение структуры ядер оказывает влияние на результаты моделирования таких процессов, как распределение силы Гамов–Теллеровских резонансов, и, как следствие, скорости слабых процессов в приложении к исследо-

\* sv.sidorov@physics.msu.ru

ваниям взрывного нуклеосинтеза [10]. Детальное рассмотрение влияния тензорного взаимодействия на силовое распределение ГТ-резонансов на уровне приближения случайных фаз различного порядка приведено также в [11, 12].

Важно отметить, что при обсуждении роли тензорных сил стандартом является обсуждение нейтрон-протонного взаимодействия: рассматривается влияние тензорных сил на положение одночастичных уровней нуклонов одного типа, при добавлении в ядро нуклонов другого типа [3]. В то же время, не так много внимания уделялось роли изовекторной тензорной компоненты, ответственной также за взаимодействие тождественных нуклонов.

В настоящей работе мы обсуждаем влияние тензорных сил на различные характеристики четных изотопов кремния  $^{28-42}\text{Si}$ . Все расчеты проводятся в самосогласованном подходе Скирма–Хартри–Фока с силами, включающими тензорную компоненту взаимодействия. Ранее в работе [8] были проведены расчеты влияния тензорных сил на расщепление протонных состояний в данной цепочке с использованием параметризации SLy5 в сравнении с подходом релятивистской теории среднего поля. Нашей задачей является сравнение результатов для разных вариантов нуклонного взаимодействия, а также оценка вклада тензорных сил в расщепление не только протонных, но и нейтронных одночастичных уровней, с ростом нейтронного избытка. Отдельный интерес представляет вопрос о конкуренции между эффектом спаривания тождественных нуклонов и влиянием тензорных сил. Использование подхода Бардина–Купера–Шриффера для описания спаривания позволяет выделить роль парных эффектов и оценить изменение эффекта при включении тензорных сил.

### 1. МОДЕЛЬНЫЙ ПОДХОД

В расчетах мы использовали подход Хартри–Фока с феноменологическим взаимодействием в форме сил Скирма с учетом парных корреляций сверхпроводящего типа. Взаимодействие нуклонов в рамках данного подхода описывается силами нулевого радиуса [13]:

$$\begin{aligned}
 V_{12} = & t_0(1 + x_0 P_\sigma)\delta(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2) \\
 & + \frac{1}{2}t_1(1 + x_1 P_\sigma) [\mathbf{k}'^2\delta(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2) + \delta(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2)\mathbf{k}^2] \\
 & + t_2(1 + x_2 P_\sigma)\mathbf{k}'\delta(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2)\mathbf{k} \\
 & + \frac{1}{6}t_3(1 + x_3 P_\sigma)[\rho(\frac{1}{2}(\mathbf{r}_1 + \mathbf{r}_2))]^\gamma\delta(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2) \\
 & + iW_0\sigma[\mathbf{k}'\delta(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2)\mathbf{k}], \tag{1}
 \end{aligned}$$

где  $\mathbf{r}_1$  и  $\mathbf{r}_2$  — координаты нуклонов,  $\mathbf{k} = \frac{1}{2i}(\nabla_1 - \nabla_2)$ ,  $\mathbf{k}'$  — оператор, комплексно сопряженный с  $\mathbf{k}$  (соответствующие градиентные операторы  $\nabla'$  действуют при этом на левую обкладку в матричных элементах),  $\sigma = \sigma_1 + \sigma_2$ ,  $P_\sigma = \frac{1}{2}(1 + \sigma_1\sigma_2)$ ,  $t_0..t_3$ ,  $x_0..x_3$ ,  $\gamma$  и  $W_0$  —

параметры взаимодействия. Первый член во взаимодействии Скирма связан с центральными силами, второй и третий члены — нелокальные, четвертый член описывает многочастичные эффекты, и мы используем здесь вариант зависимости от нуклонной плотности, пятый член связан со спин-орбитальным взаимодействием нуклонов.

Выражение для тензорного нуклон-нуклонного взаимодействия нулевого радиуса было предложено еще в первых работах Скирма [14]. Оно имеет вид:

$$\begin{aligned}
 V_{tens} = & \frac{1}{2}t_e\{[3(\sigma_1 \cdot \mathbf{k}')(\sigma_2 \cdot \mathbf{k}') - (\sigma_1 \cdot \sigma_2)\mathbf{k}'^2]\delta(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2) + \\
 & + \delta(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2)[3(\sigma_1 \cdot \mathbf{k})(\sigma_2 \cdot \mathbf{k}) - (\sigma_1 \cdot \sigma_2)\mathbf{k}^2]\} + \\
 & + t_o[3(\sigma_1 \cdot \mathbf{k}')\delta(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2)(\sigma_2 \cdot \mathbf{k}) - (\sigma_1 \cdot \sigma_2)\mathbf{k}'\delta(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2)\mathbf{k}], \tag{2}
 \end{aligned}$$

где  $t_e$  и  $t_o$  — параметры взаимодействия. Индексы  $e$  и  $o$  соответствуют четности состояний: член  $\sim t_e$  влияет на состояния пары нуклонов с относительным орбитальным моментом  $L = 0$  и  $L = 2$  ( $S$  и  $D$  волна), в то время как член  $\sim t_o$  влияет на состояния с  $L = 1$  и  $L = 3$  ( $P$  и  $F$  волна). Поскольку нуклон-нуклонное тензорное взаимодействие работает только в состоянии пары нуклонов с суммарным спином  $S = 1$ , в результате антисимметризации части  $\sim t_e$  и  $\sim t_o$  описывают тензорные эффекты в изоскалярном и изовекторном каналах соответственно.

Далее соотношения (1) и (2) используются для получения выражения для функционала энергетической плотности, необходимого для получения системы уравнений Хартри–Фока и последующего решения задачи на собственные значения (одночастичные энергии) и собственные функции (волновые функции одночастичных состояний). Выражение для плотности энергии, отвечающей нуклон-нуклонному потенциалу (1), приведено в работах [13, 15].

Рассмотрим вклад тензорных сил в плотность энергии [6, 16]:

$$\mathcal{H}^t = \frac{1}{2}\alpha(\mathbf{J}_n^2 + \mathbf{J}_p^2) + \beta\mathbf{J}_n \cdot \mathbf{J}_p, \tag{3}$$

где  $\mathbf{J}_{p,n}$  — протонные и нейтронные спиновые плотности:

$$\mathbf{J}_q(\mathbf{r}) = (-i) \sum_{i,m_s,m'_s} \phi_i^*(\mathbf{r}, m_s, q)[\nabla \times \sigma]\phi_i(\mathbf{r}, m'_s, q).$$

Здесь  $\phi_i$  — одночастичные волновые функции,  $m_s$  — проекция спина нуклона. Данный вклад представляет собой добавку к спин-орбитальному взаимодействию и связан как с обменными членами центрального вклада, так и с тензорной частью взаимодействия, а коэффициенты  $\alpha$  и  $\beta$  представляют собой соответствующие

комбинации параметров [1, 7]:

$$\begin{aligned}\alpha &= \alpha_C + \alpha_T, \quad \beta = \beta_C + \beta_T, \\ \alpha_C &= \frac{1}{8}(t_1 - t_2) - \frac{1}{8}(t_1x_1 + t_2x_2), \\ \beta_C &= -\frac{1}{8}(t_1x_1 + t_2x_2), \\ \alpha_T &= \frac{5}{4}t_o, \\ \beta_T &= \frac{5}{8}(t_e + t_o).\end{aligned}$$

Действительно, в случае взаимодействия тождественных нуклонов не равен нулю лишь вклад изовекторной компоненты тензорных сил  $\sim t_o$ , в случае  $np$ -взаимодействия имеют значение оба вклада: и изовекторный, и изоскалярный.

Влияние тензорного взаимодействия на положение одночастичных уровней подробно рассмотрено в работах Оцуки и соавторов [3, 4]. Показано, что если в ячейке изотопов заполняется уровень  $j'$ , то для матричных элементов тензорного взаимодействия  $V_{j,j'}^T$  между нейтронами и протонами в состояниях с  $j_> = l + 1/2$  и  $j_< = l - 1/2$  выполняется соотношение:

$$(2j_> + 1)V_{j_>,j'}^T + (2j_< + 1)V_{j_<,j'}^T = 0, \quad (4)$$

где  $T$  — суммарное значение изоспина. Кроме того, заполнение нейтронами уровня  $j'_<$  приводит к увеличению спин-орбитального расщепления между протонными уровнями, а при заполнении  $j'_>$  это расщепление, напротив, уменьшается. Правило Оцуки (4) применяется при описании тензорной части  $np$ -взаимодействия, оно справедливо и для тождественных нуклонов, однако изменение спин-орбитального расщепления будет обратным. Влияние тензорных сил на спин-орбитальное расщепление связано с тем, что вклад от тензорного взаимодействия в одночастичный потенциал фактически является добавкой во вклад спин-орбитального взаимодействия. Соответствующая часть одночастичного потенциала, рассчитываемая как первая производная плотности энергии по нуклонной плотности  $\rho$ , для протонов (нейтронов) имеет вид [1]:

$$W_{p(n)}(r) = \frac{W_0}{2}(2\nabla\rho_{p(n)} + \nabla\rho_{n(p)}) + \alpha J_{p(n)} + \beta J_{n(p)}. \quad (5)$$

В ядрах  $1d2s$  оболочки большую роль имеет спаривание тождественных нуклонов. В своих расчетах мы использовали метод Бардина–Купера–Шриффера (БКШ) [17], причем совместная процедура ХФ+БКШ проводилась в несколько итераций, каждая итерация включала решение самосогласованной задачи ХФ с последующим применением схемы БКШ. В качестве потенциала парных корреляций брался простой потенциал в форме  $\delta$ -сил. Величина парных сил для каждого ядра подбиралась так, чтобы получаемая в ходе процедуры БКШ энергетическая щель для данного четного

ядра была равна

$$\Delta_q = -\frac{1}{4}(S_q(A+1) - 2S_q(A) + S_q(A-1)), \quad (6)$$

где  $S_q$  — энергия отделения протона ( $q = p$ ) или нейтрона ( $q = n$ ).

Следует также отметить, что мы использовали приближение сферической симметрии. Экспериментальные данные свидетельствуют о наличии деформации у стабильных изотопов кремния, значение параметра квадрупольной деформации  $^{28}\text{Si}$  составляет  $-0.42 \pm 0.02$  [18]. По другим изотопам кремния экспериментальная информация отсутствует, а теоретические расчеты приводят к различным результатам даже на качественном уровне. В такой ситуации сферическое приближение является разумным подходом для модельных оценок и исследования таких особенностей нуклонных взаимодействий, как тензорные силы или эффекты спаривания нуклонов.

## 2. РЕЗУЛЬТАТЫ

Расчеты одночастичной структуры четных изотопов кремния  $^{28-42}\text{Si}$  были проведены с использованием параметризаций SLy5+T [7] и SGII+T [19]. Важно отметить, что первоначальный подбор этих наборов параметров проводился без учета тензорной компоненты взаимодействия. Параметризация SLy5 [15] была подобрана для реалистичного описания основных характеристик симметричной ядерной материи, а также энергий связи и среднеквадратичных радиусов дважды магических ядер от кислорода до свинца. Взаимодействие SGII [20] было разработано с целью более корректного описания коллективных ядерных возбуждений. Параметры вклада тензорного взаимодействия были получены позднее, при этом были сохранены значения исходных параметров центральной части взаимодействия. Подобная тактика, строго говоря, нарушает согласованность процедуры получения параметров, но, с точки зрения анализа влияния тензорных сил на структуру атомных ядер, такого сорта параметризации более удобны, позволяя сравнивать результаты расчетов с учетом тензорной компоненты и без нее.

Таблица. Характеристики ядерной материи для параметризации SLy5 и SGII: плотность насыщения  $\rho_0$  ( $\text{фм}^{-3}$ ), энергия на нуклон  $E_0$  (МэВ), несжимаемость  $K_\infty$  (МэВ) и энергия симметрии  $a_s$  (МэВ), а также параметры соответствующих тензорных вкладов  $\alpha_T$  и  $\beta_T$  (МэВ  $\text{фм}^5$ )

Взаимодействие	$\rho_0$	$E_0$	$K_\infty$	$a_s$	$\alpha_T$	$\beta_T$
SLy5	0,161	-15,99	229,92	32,01	-170	100
SGII	0,158	-15,60	214,65	26,83	-180	120

Некоторые характеристики ядерной материи для используемых параметризаций, а также параметры тен-

зорных вкладов приведены в таблице. Параметризация SGII+T представляет собой вариант с наибольшим вкладом тензорных сил, поэтому, не смотря на то, что данная параметризация не всегда хорошо описывает характеристики ядер, она весьма интересна в качестве тестового варианта. Важно также отметить, что, помимо тензорных вкладов, присутствуют отличия и для основных частей наборов параметров: силы SLy5 дают более реалистические значения энергии симметрии и несжимаемости ядерной материи.

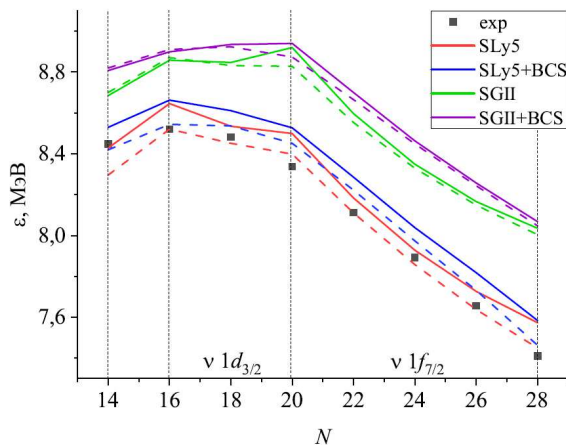


Рис. 1. Удельные энергии связи четных изотопов кремния, полученные с учетом и без учета парных корреляций. Сплошными (пунктирными) линиями показаны расчеты с тензорными силами (без учета тензорных сил). Экспериментальные данные [22] отмечены точками

Общие масштабы эффектов, связанных с учетом тензорных сил или парных корреляций в сравнении с различиями, обусловленными свойствами центральных частей взаимодействия, можно проиллюстрировать на результатах расчетов удельной энергии связи  $\epsilon = B/A$  (рис. 1). Видно, что параметризация SLy5, полученная подгонкой характеристик основных состояний различных ядер, наилучшим образом согласуется с экспериментальными значениями удельных энергий связи изотопов кремния в достаточно широком диапазоне. Взаимодействие SGII переоценивает энергию связи всех рассматриваемых изотопов. Учет парных корреляций, равно как и введение тензорной компоненты, также приводит к завышенным значениям почти для всех изотопов. При этом видно, что результаты расчетов гораздо сильнее зависят от выбора центрального взаимодействия, эффекты тензорных сил и спаривания нуклонов сопоставимы по величине и существенно меньше влияют на характеристики основных состояний рассмотренных нуклидов.

На рис. 2 приведены зависимости одночастичных энергий нуклонов от числа нейтронов в четных изотопах кремния  $^{28-42}\text{Si}$ , полученные с параметризациями SLy5+T и SGII+T. Для сравнения также приведены результаты расчетов без учета тензорного вклада.

Оценка значения химического потенциала нуклонов соответствующего типа проведена по формуле:

$$\lambda_q^{(\text{exp})} = -\frac{S(A) + S(A + 1)}{2}. \quad (7)$$

Рассмотрим эволюцию протонных состояний. На рис. 2, а, б видно, что для обеих параметризаций расчеты удовлетворительно согласуются с оценками экспериментальных данных [21] для состояний  $1d_{5/2}$  и  $2s_{1/2}$  и недооценивают более высокие состояния. Добавление тензорного вклада не влияет на положение состояния  $2s_{1/2}$ , но отражается на поведении  $1d$ -состояний и тем самым приводит к некоторому увеличению энергетической щели между  $1d_{5/2}$  и  $2s_{1/2}$ , что в дальнейшем, как мы увидим, влияет на заселенности соответствующих состояний. Изменения в положении  $1d$  и  $1p$ -состояний при добавлении тензорной компоненты согласуются с правилом Оцуки. По мере заполнения нейтронами  $1d_{3/2}$  протонные состояния  $1d_{5/2}$  и  $1p_{3/2}$  с  $j >$  притягиваются сильнее, а состояния  $1d_{3/2}$  и  $1p_{1/2}$  с  $j <$  — слабее. Дальнейшее заполнение состояния  $\nu 1f_{7/2}$  приводит к обратному эффекту. Видно, что в случае параметризации SGII+T изменения спин-орбитального расщепления различных уровней выражены значительно ярче, чем в случае SLy5+T. По-видимому, кроме различия в силе тензорного взаимодействия — в параметризации SGII+T вклад тензорных сил больше, — определенную роль играют и различия в характеристиках базовых параметризаций. Отклик структуры ядра на дополнительные изменения тем сильнее, чем меньше значение  $K_\infty$ , в случае SGII значение несжимаемости несколько меньше.

Большой интерес представляет вопрос об изменении спин-орбитального расщепления между протонными  $d$ -состояниями по мере заполнения нейтронами оболочки  $1f_{7/2}$ . Экспериментальные данные показывают, что наиболее сильное расщепление присутствует в магическом ядре  $^{34}\text{Si}$ , однако количественные оценки сильно расходятся и могут достигать 10 МэВ. Ранее мы подробно обсуждали этот вопрос в [21] и для сравнения будем использовать оценки из этой работы. На рис. 3, а приведены результаты наших расчетов. Видно, что оба варианта взаимодействия приводят к значению расщепления  $d$ -состояний в  $^{34}\text{Si}$  около 9 МэВ и для остальных ядер также дают завышенные по сравнению с приведенными данными оценки. Однако при этом взаимодействие SGII+T лучше воспроизводит ход зависимости на качественном уровне.

Что касается влияния нейтронного избытка на одночастичные состояния нейтронов, то тут также наличие тензорного взаимодействия приводит к изменениям энергий состояний, причем эффект будет противоположным по сравнению с  $np$ -взаимодействием. На рис. 2, в, г видно, что по мере заполнения  $\nu 1d_{3/2}$  нейтронные состояния с  $j >$  притягиваются слабее, а при переходе к заполнению  $\nu 1f_{7/2}$  оболочкой притяжение усиливается. При этом следует отметить неудовлетворительное описание экспериментальных оценок для

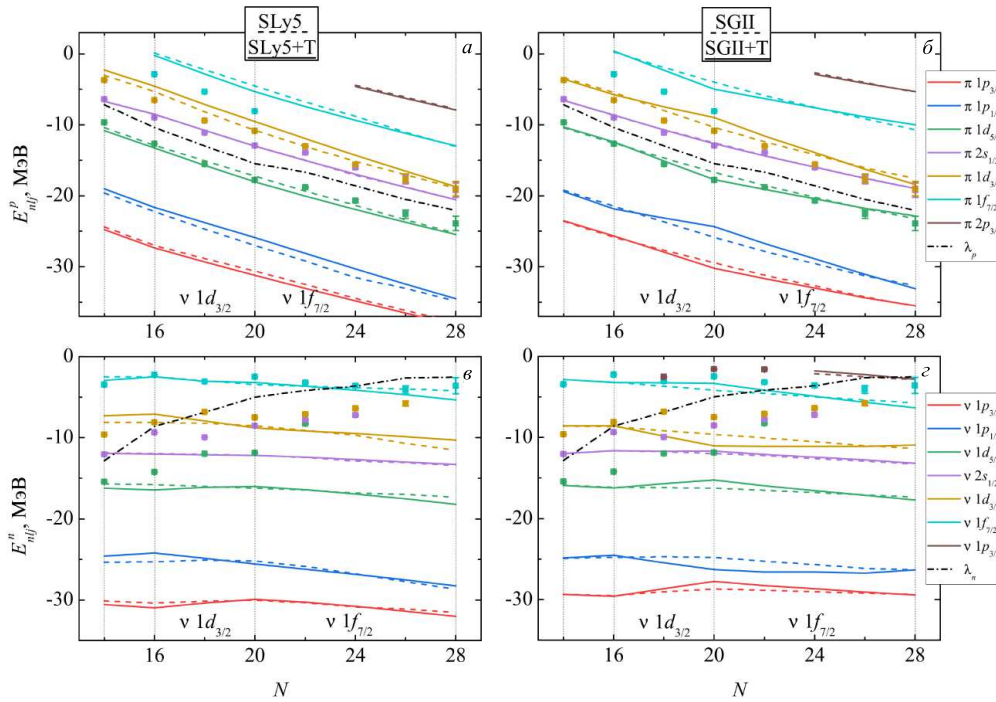


Рис. 2. Одночастичные энергии связи в четных изотопах кремния: протонные уровни (а, б), нейтронные уровни (в, г). Сплошными (пунктирными) линиями показаны расчеты с тензорными силами (без учета тензорных сил). Экспериментальные оцененные данные [21] отмечены точками. Штрих-пунктирной линией показан химический потенциал протонов (нейтронов) на рисунках а и б (в и г)

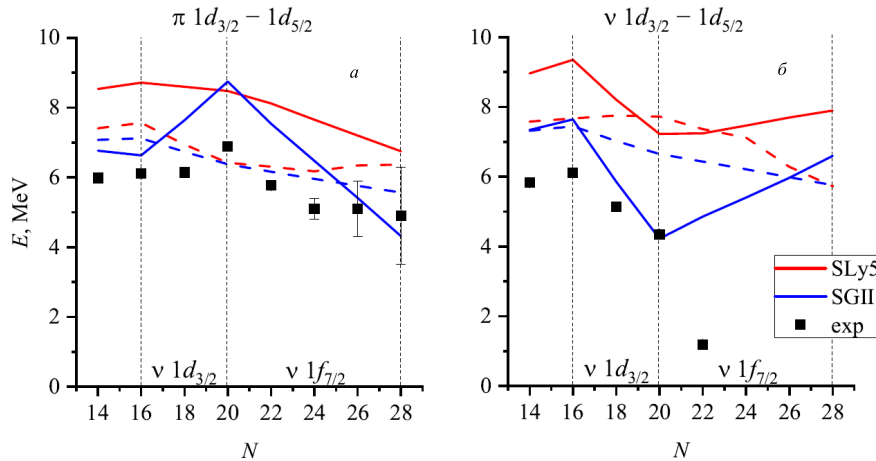


Рис. 3. Спин-орбитальное расщепление протонных (а) и нейтронных (б) уровней, рассчитанное с силами SLy5(+T) и SGII(+T). Сплошными (пунктирными) линиями показаны расчеты с тензорными силами (без учета тензорных сил). Экспериментальные оцененные данные из [21] отмечены точками

$1d_{2s}$  состояний. С одной стороны это говорит о необходимости учета других эффектов, например деформаций, при переходе к описанию нейтроноизбыточных изотопов. С другой стороны необходимо отметить, что точность экспериментальных данных, базирующихся на спектроскопии реакций однонуклонных передач, сильно падает при попытке оценить положение

этих состояний, лежащих значительно глубже поверхности Ферми. Тем не менее, на рис. 3, б видно, что для диапазона ядер до  $^{34}\text{Si}$  именно учет тензорных сил позволяет воспроизвести на качественном уровне зависимость нейтронного спин-орбитального расщепления  $d$ -состояний.

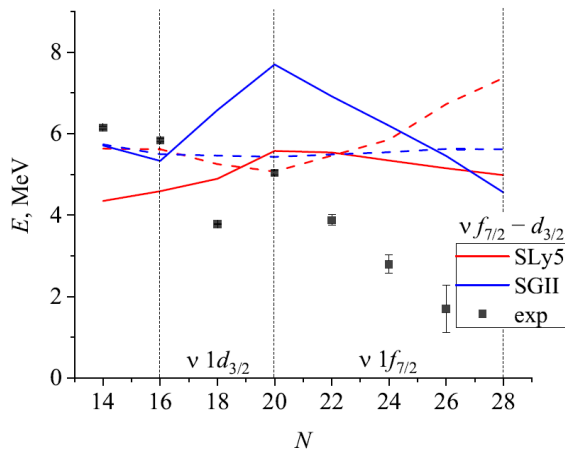


Рис. 4. Расщепление нейтронных состояний  $1f_{7/2} - 1d_{3/2}$  в изотопах кремния

Для одночастичных состояний нейтронов мы можем также рассмотреть расщепление между  $1d_{3/2}$  и  $1f_{7/2}$ . Экспериментальные данные демонстрируют резкий скачок в  $^{34}\text{Si}$ , соответствующий проявлению магического числа  $N = 20$  и весьма резкий спад по мере заполнения  $\nu 1f_{7/2}$  до относительно малых значений, что иллюстрирует уменьшение роли оболочечных эффектов в сильно нейтроноизбыточных изотопах кремния. Как видно на рис. 4, без включения тензорной компоненты воспроизвести данный ход экспериментальной зависимости не представляется возможным, параметризация SGII+T позволяет получить зависимость на качественном уровне, результаты с SLy5+T также дают максимум в  $^{34}\text{Si}$ , при этом значение расщепления согласуется с экспериментальными оценками.

Важно отметить, что масштаб эффекта для нейтронов сопоставим с наблюдаемым ранее для протонов (рис. 4). В работе [4] показано, что в наиболее элементарном случае, когда  $\alpha_T = \beta_T$ , изовекторная компонента тензорных сил, соответствующая взаимодействию нуклонов одного типа, в 2 раза меньше  $np$ -компоненты в которую дают вклад и изовекторная, и изоскалярная часть взаимодействия. Поэтому традиционно при рассмотрении эффектов, связанных с тензорным взаимодействием, рассматривается влияние нейтронного избытка на состояния протонов в изотопах или наоборот, влияние числа протонов на состояния нейтронов в изотонах. В рассматриваемых нами параметризациях SLy5+T и SGII+T, полученных на основе подгонки экспериментальных данных,  $|\alpha_T| > |\beta_T|$ . Полученные результаты для кремния свидетельствуют о том, что требуется более тщательное изучение поведения изовекторной компоненты тензорных сил.

Рассмотрим влияние тензорных сил на заполнение одночастичных состояний вблизи уровня Ферми. В подходе БКШ эта характеристика зависит от энергии

одночастичного состояния  $E_{nlj}$ :

$$n_{nlj} = \frac{1}{2} \left( 1 - \frac{E_{nlj} - \lambda}{\sqrt{(E_{nlj} - \lambda)^2 + \Delta^2}} \right), \quad (8)$$

где  $\lambda$  — химический потенциал,  $\Delta$  — энергетическая щель. Поскольку учет тензорного взаимодействия приводит к изменению энергий одночастичных состояний, эти изменения должны отразиться на соответствующих числах заполнения  $n_{nlj}$ .

На рис. 5 приведены результаты расчета заселенности протонных и нейтронных состояний в четных изотопах кремния. Обе параметризации, и SLy5+T, и SGII+T, приводят к эффективному уменьшению эффектов спаривания нуклонов. Парные корреляции нуклонов приводят к размытию уровня Ферми, при этом происходит частичное заполнение состояний с энергией выше значения  $\lambda_q$ . Учет тензорного взаимодействия приводит к уменьшению этого эффекта: заселенность уровней с  $E_{nlj} < \lambda$  (см. рис. 2) увеличивается. Наиболее отчетливо это проявляется в расчетах для изотопа  $^{34}\text{Si}$ , где в случае параметризации SGII+T большой тензорной компоненты происходит фактически исчезновение спаривания нейтронов. На примере протонных состояний можно видеть, что в изотопах кремния уровень Ферми лежит между уровнями  $\pi 1d_{5/2}$  и  $\pi 1d_{3/2}$ . Расщепление между этими состояниями при учете вклада тензорных сил увеличивается, соответственно, в результате удаления от уровня Ферми заселение подоболочек с энергией выше  $\lambda_p$  уменьшается. Заселенность нейтронных состояний изменяется по тем же закономерностям: увеличение расщепления между уровнями  $\nu 1f_{7/2}$  и  $\nu 1d_{3/2}$ , между которыми проходит уровень Ферми для ядер вблизи  $^{34}\text{Si}$ , эффективно приводит к уменьшению парных корреляций. Важно отметить, результаты также сильно зависят от свойств центральной части взаимодействия: в случае SLy5 нейтронный уровень  $2p_{3/2}$  может оказываться как в континууме для всех нейтроноизбыточных изотопов (рис. 5, в), а в случае SGII в изотопах  $^{38-42}\text{Si}$  он находится в потенциальной яме (рис. 5, з). Тем самым в случае SLy5(+T) происходит замыкание магического ядра  $^{42}\text{Si}$ . Как и в случае одночастичных энергий, теоретические расчеты не согласуются с экспериментальными оценками заселенностей нейтронных состояний, что говорит о том, что помимо тензорных сил необходим учет других эффектов, в первую очередь деформации нуклидов.

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В рамках самосогласованного подхода Хартри–Фока с взаимодействием Скирма рассчитана структура четных изотопов кремния  $^{28-42}\text{Si}$ . Нашей задачей был анализ влияния тензорной компоненты взаимодействия на изменения одночастичных характеристик с ростом избытка нейтронов на примере параметризаций

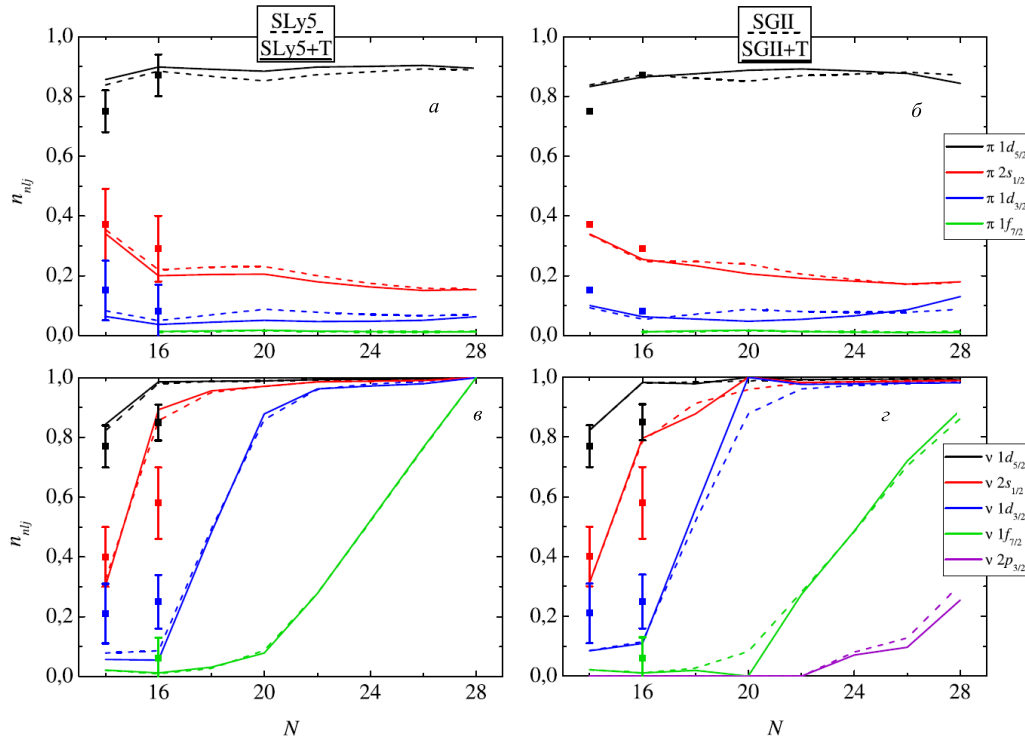


Рис. 5. Числа заполнения протонных (а, б) и нейтронных (в, з) одночастичных уровней вблизи поверхности Ферми в изотопах кремния. Сплошными (пунктирными) линиями показаны расчеты с тензорными силами (без учета тензорных сил). Экспериментальные данные [21] отмечены точками

SLy5+T и SGII+T, включающими тензорные силы различной величины. При использовании сил Скинра тензорные силы дают вклад в так называемые  $J^2$ -члены, и тем самым их влияние приводит к изменению спин-орбитального расщепления одночастичных уровней.

Как тензорные силы, так и парные корреляции приводят к увеличению энергии связи. Как следствие, учет этих эффектов приводит к завышению значения удельной энергии связи всех рассмотренных изотопов кремния, а наилучшее согласие получено для параметризации SLy5 в отсутствие дополнительных эффектов. При этом взаимодействие SGII+T приводит к особенно сильному пересвязыванию ядер, что связано с особенностями фитирования центральной части взаимодействия. Таким образом следует признать, что добавка тензорного вклада к параметризациям, ранее подогнанным к тем или иным экспериментальным данным, строго говоря может использоваться только для тестовых расчетов. Для более точного количественного воспроизведения экспериментальных оценок энергетических характеристик необходимо изначально фитирование параметров Скинра, включая тензорную компоненту.

Добавление тензорной компоненты, тем не менее, улучшает описание расщепления различных одночастичных уровней в нейтроноизбыточных четных изо-

топах кремния. Изменение энергий протонных одночастичных состояний, и, соответственно, зависимость спин-орбитального расщепления  $d$ -состояния с ростом числа нейтронов находятся в полном соответствии с правилами Оцуки: заполнение нейтронами уровня  $j'_<$  приводит к увеличению спин-орбитального расщепления между протонными уровнями, а при заполнении  $j'_>$  это расщепление, напротив, уменьшается. Результаты расчетов нейтронных состояний показывают, что изменения спин-орбитального расщепления нейтронных уровней носят обратный характер, но при этом величина изменения сопоставима по абсолютной величине. При этом зависимость величины расщепления уровней  $d_{3/2} - d_{5/2}$ , а также  $sd$ - и  $f$ -оболочек от числа нейтронов на качественном уровне лучше воспроизводится с силами SGII+T.

Анализ заселенностей как протонных, так и нейтронных уровней вблизи поверхности Ферми показал, что включение тензорных сил эффективно приводит к уменьшению спаривания в изотопах кремния. Данный эффект связан с тем, что тензорное взаимодействие дополнительно отодвигает ближайшие к  $\lambda_{n,p}$  уровни от поверхности Ферми. Такое заполнение специфично именно для изотопов кремния, и в других ядрах, по-видимому, можно ожидать как аналогичные, так и противоположные проявления тензорных сил.

- [1] *Lesinski T., Bender M., Bennaceur K., Duguet T., Meyer J.* Phys. Rev. C **76**, 014312 (2007).
- [2] *Блатт Дж., Вайскопф В.* Теоретическая ядерная физика. М.: Иностранная литература, 1954.
- [3] *Otsuka T., Sorlin O., Suzuki T. et al* // Rev. Mod. Phys. **92**. 015002. (2020).
- [4] *Otsuka T., Suzuki T., Fujimoto R. et al* // Phys. Rev. Lett. **95**. 232502. (2005).
- [5] *Arima A., Terasawa T.* // Prog. Theor. Phys. **23**, 115 (1960).
- [6] *Stancu Fl., Brink D.M., Flocard H.* Phys. Lett. B **68**, 108 (1977).
- [7] *Colò G., Sagawa H., Fracasso S., Bortignon P.F.* // Phys. Lett. B. **646**. 227. (2007).
- [8] *Tarpanov D., Liang H., Van Giai N., Stoyanov Ch.* // Phys. Rev. C **77**, 054316 (2008).
- [9] *Satula W., Zalewski M., Dobaczewski J. et al.* // Int. Jour. of Mod. Phys. E. **18**, 808 (2009).
- [10] *Dzhioev A.A., Sidorov S.V., Vdovin A.I., Tretyakova T.Y.* // Phys. of At. Nucl. **83**, 143 (2020).
- [11] *Eunja Ha, Seonghyun Kim, Myung-Ki Cheoun, Sagawa H.* // Phys. Rev. C **104**, 034306 (2021)
- [12] *Yang M.J., Sagawa H., Bai C.L., Zhang H.Q.* // Phys. Rev. C **107**, 014325 (2023).
- [13] *Vautherin D., Brink D.M.* // Phys. Rev. C **5**. 626. (1972).
- [14] *Skyrme T.H.R.* // Phil. Mag. **1**, 1043 (1956).
- [15] *Chabanat E., Bonche P., Haensel P. et al* // Nucl. Phys. A. **635**. 231. (1998).
- [16] *Perlińska E., Rohoziński S.G., Dobaczewski J., Nazarewicz W.* // Phys. Rev. C **69**, 014316 (2004).
- [17] *Suhonen J.* From Nucleons to Nucleus. Concepts of Microscopic Nuclear Theory. Springer, 2023.
- [18] *Haouat G. et al* // Phys. Rev. C. **30**, 1795 (1984).
- [19] *Bai C.L., Zhang H.Q., Zhang X.Z. et al* // Phys. Rev. C. **79**, 041301 (2009).
- [20] *Van Giai N., Sagawa H.* // Phys. Lett. B **106**, 379 (1981).
- [21] *Bespalova O.V., Fedorov N.A., Klimochkina A.A. et al* // Eur. Phys. Jour. A. **54**, 2 (2018).
- [22] *Wang M. et al* // Chin. Phys. C. **45**. 030003 (2021).

## Impact of tensor interaction on the structure of silicon isotopes

S. V. Sidorov<sup>1,2,a</sup>, T. Yu. Tretyakova<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>*Faculty of Physics, Lomonosov Moscow State University. Moscow 119991, Russia*

<sup>2</sup>*Skobeltsyn Institute of Nuclear Physics, Lomonosov Moscow State University. Moscow 119991, Russia*  
E-mail: <sup>a</sup>*sv.sidorov@physics.msu.ru*

The influence of the tensor interaction of nucleons on the characteristics of neutron-rich silicon isotopes was studied in this work. Tensor forces are taken into account within the framework of the Hartree-Fock approach with the Skyrme interaction. It is shown that the addition of tensor component of interaction improves the description of the splitting between different single-particle states and leads to a decrease in nucleon-nucleon pairing correlations in silicon nuclei.

PACS: 21.60.Cs, 13.75.Cs.

*Keywords:* nuclear shell model, tensor interaction, silicon isotopes.

*Received 04 July 2023.*

### Сведения об авторах

1. Сидоров Семен Владимирович — аспирант; e-mail: sv.sidorov@physics.msu.ru.

2. Третьякова Татьяна Юрьевна — канд. физ.-мат. наук, доцент; тел.: e-mail: tretyakova@sinp.msu.ru.